Messungen an Kurzwellenröhren

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der Hohen Philosophischen Fakultät
der Bayer. Friedrich-Alexanders-Universität
Erlangen

vorgelegt von

Heinrich Hornung
aus Feuchtwangen

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Mai 1928

1929

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

29:135

Referent: Herr Prof. Dr. B. Gudden
Dekan: Herr Prof. Dr. K. Noack

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus „Annalen der Physik“
5. Folge, Band 1, Heft 4. 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

A. Einleitung

Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag zu den Untersuchungen von K. Kohl (7) Über Kurzwellen.[1]) Die Arbeit bringt im wesentlichen Meßergebnisse, die als Unterlage für eine theoretische Bearbeitung dieses Gebietes gedacht sind. Einige Bemerkungen in dieser Richtung finden sich am Schluß der Arbeit. Wegen der weiteren theoretischen Auswertung dieser Arbeit im Zusammenhang mit sonstigen experimentellen Ergebnissen sei auf eine folgende Arbeit[2]) von K. Kohl verwiesen.

B. Kurzwellenversuche mit dem Lichtbogen

Vorliegender Untersuchung[3]) gingen zunächst Kurzwellenversuche mit dem elektrischen Lichtwellenbogen voraus. Insbesondere erschien es wünschenswert, die Lichtbogenerregung bei möglichst hohen Betriebsspannungen zu untersuchen.

Versuche mit einer Meßlampe von Kiebitz mit Kohlekathode und Kupferanode ergaben bei einer Betriebsspannung von 220 Volt Wellen von 500 m Länge. Mit einer Aluminiumhohlzylinderkathode gelang die Erregung eines Resonanzkreises von 110 cm Kapazität und einer Drahtwindung von 57 cm Durchmesser als Selbstinduktion. Bei der Erhöhung der Betriebsspannung auf 440 Volt gelang noch die Erregung eines kleinen Paralleldrahtsystems von 20 cm Länge und 2 cm Drahtabstand, bei Verwendung von Wasserstoff mit Beimengung von Äthylalkohol und Acetondampf in der Elektrodenkammer.

---

1) Unter Kurzwellen ist im folgenden stets das Gebiet der ungedämpften elektrischen Wellen unter 1 m verstanden.

2) Erscheint ebenfalls in dieser Zeitschrift.

3) Abgeschlossen im April 1928.

Ein einseitig angeschlossenes Hitzdrahtamperemeter ergab etwa 110 mA. Ausschlag [vgl. K. W. Wagner (1)]. Die Art des Anodenmaterials zeigte wenig Einfluß [W. Rudolph (2)].

Bei Erhöhung der Betriebsspannung auf 10000 Volt konnten unter Verwendung großer Vorschalt-Oscillitstäbe (8 MO) nur noch Schwingungen 3. Art zwischen einem Kupferstäbchen und einem Aluminiumstäbchen mit ebener Stirnfläche, mit 2000 Volt Bogenspannung bei einer Bogenlänge von 0,5 mm erhalten werden.

Erhöhung der Betriebsspannung mit einem Vorschalt-Oscillitwiderstand von etwa 100 MO ergaben zwar konstantere Betriebsverhältnisse, jedoch ebenfalls gedämpfte Schwingungen von 2 m Wellenlänge.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß es kaum möglich erscheint, mittels Lichtbogen ungedämpfte Schwingungen sehr hoher Frequenz mit meßtechnisch ausreichender Energie und Konstanz zu erzeugen.

Die Ergebnisse ließen vielmehr im Vergleich zu den im hiesigen Institut ausgeführten Untersuchungen von K. Kohl (7) über kurze Wellen mit besonders gebauten Elektronenröhren, die wesentliche Überlegenheit der letzteren erkennen. Der weitere Verlauf der Arbeit bezog sich deshalb ausschließlich auf die nähere Untersuchung und Vermessung derartiger Kurzwellenröhren.

C. Untersuchungen an Kurzwellenröhren

Nach K. Kohl (7) lassen sich mit Elektronenröhren sowohl in der Anodenschaltung, als auch in der Gitterschaltung Schwingungen mit einer Wellenlänge unter einem Meter erzeugen. Dabei ist der Fall, daß in der Gitterschaltung die Röhren mit wesentlich geringeren Spannungen, etwa den im Verhältnis des Durchgriffs verkleinerten Anodenspannungen schwingen.

Durch systematische Verkleinerung der Innenabmessungen der Röhre war es K. Kohl gelungen, Wellen von 30 cm Länge mit meßtechnisch brauchbarer Energie zu erzeugen. Die Erzeugung dieser Schwingungen läßt sich jedoch nicht vollständig durch die Vorstellung der Elektronenpendelung gemäß Barkhausen-Kurz und Scheibe u. a. erklären. Durch die Unter-

suchungen von K. Kohl ist vielmehr der bestimmende Einfluß des inneren Schwingkreises, der aus der Kapazität von Gitter–Anode, deren inneren Zuleitungen und einem diese Zuleitungen überbrückenden Blockkondensator besteht, sichergestellt. Auf Grund dieses Sachverhaltes erklärt K. Kohl das Zustandekommen der Schwingungen dadurch, daß bei diesen besonders schnellen Schwingungen die Röhre eine neue Art von „negativem" Widerstand besitzt, infolge der Influenzerregung des Schwingkreises durch den zeitlich und räumlich sich ändernden Elektronenstrom in der Röhre.

Die vorliegende Arbeit setzt sich im folgenden zum Ziel, weiteres experimentelles Material zu dieser Schwingungserzeugung und damit einen weiteren Beitrag zu ihrer Klärung beizubringen.

I. Röhren und Apparatur

Zur näheren Untersuchung gelangten folgende Röhrenkonstruktionen nach K. Kohl:

1. Röhre *rI* und *rII*. Fig. 1 zeigt schematisch den Bau. Der Messungen halber ist der Sockel, wie die punktierten Linien zeigten, unmittelbar mit dem Glasballon verschmolzen, so daß die Zuführungsdrähte freiliegen.

Anodenzylinder:	Länge:	3	cm	Durchmesser:	0,75	cm	
Gitterspirale:	„ :	2,5	„	„ :	0,28	„	Windungsz.: 22
Faden:	„ :	3,5	„	„ :	0,01	„	Stromst.: 1 Amp.

2. Röhre *wr*. Die Elektroden dieser Röhre sind dieselben wie bei *r*, jedoch sind die Elektrodenzuführungsdrähte im Sockel vertauscht, so daß die Reihenfolge der Zuleitungen Gitter–Anode–Heizung–Heizung ist. Der Abstand der Anoden-Gitterzuleitung ist vergrößert, um kleinere Sockelkapazität zu erhalten (Fig. 2). Außerdem sind die Heizzuleitungen weiter von den Zuleitungen zu Anode und Gitter entfernt worden, um dadurch das Schwingungssystem besser für sich zu erhalten.

3. Röhre *wrs*. Diese Röhre hat an Stelle des Anodenzylinders der Röhren *wr* eine Spirale.

Anodenspirale: Länge: 3 cm Durchmesser: 0,7 cm.

4. *K*-Röhren. Fig. 3 zeigt diese Röhre schematisch. *1* und *2* sind 3 mm starke Messingplatten, die mit der Glimmerscheibe *3* einen Kondensator von etwa 50 cm Kapazität bilden.

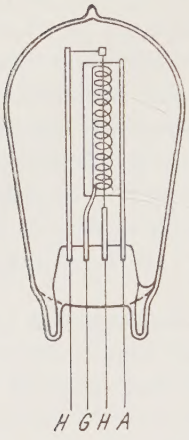


Fig. 1

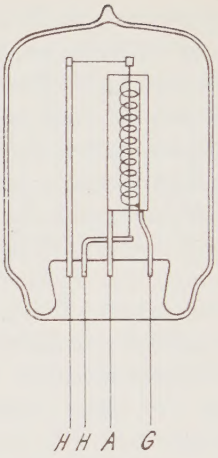


Fig. 2

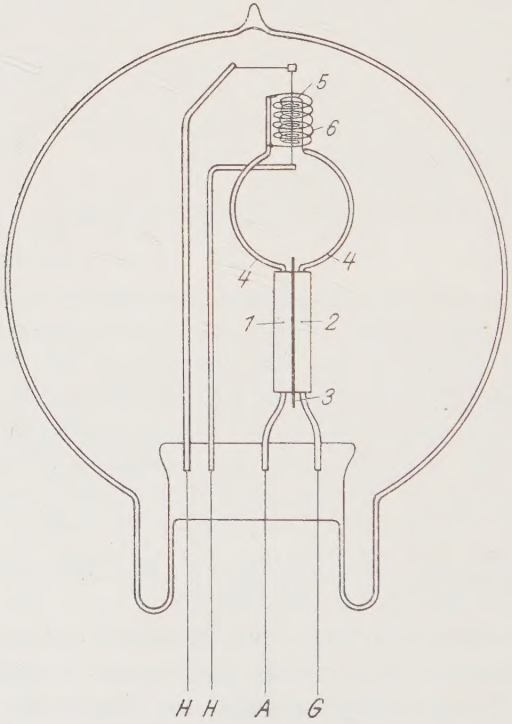


Fig. 3

An die Messingplatten wurden je ein halbkreisförmig gebogener Draht *4* angeschraubt, der die Gitter- bzw. die Anodenspirale *5* bzw. *6* trägt.

Gitter:	Länge: 0,7 cm	Durchmesser: 0,3 cm	Windungszahl: 5
Anode:	„ : 0,7 „	„ : 0,8 „	„ : 5
Faden:	„ : 1,3 „	„ : 0,0095 cm	Heizstrom: 3 Amp.

Gitter und Anodenzuleitung der Röhren *r* wurden nach K. Kohl durch einen kleinen Glimmerkondensator überbrückt, dessen Abstand von der Austrittsstelle der Elektroden aus dem Sockel verschieden eingestellt wurde. Die Stromzuführung geschah über 4 Drosseln. Die Röhren waren etwa 3 m vom

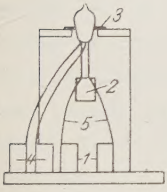


Fig. 4

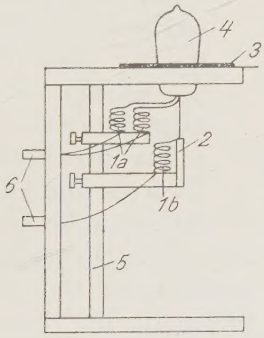


Fig. 5a

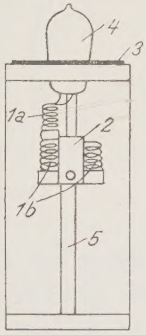


Fig. 5b

Beobachter entfernt aufgestellt. Die Stromzuleitung zum Sender erfolgte über zwei verdrillte Litzen. Die Senderanordnung (*1*) zeigt Fig. 4.

Die Röhren saßen in einem Glimmerring (3), der wiederum über einem Loch auf einem Holzgalgen lag. Vom oben erwähnten Kondensator (2) führten 6 cm lange Drähte (*5*) zu den Drosseln (*1*). Die Heizzuleitungen gingen ebenfalls über Drosseln (*4*). Die Länge der Drähte (*5*) war von wesentlichem Einfluß auf die gemessene Schwingintensität. Um diesen Einfluß auszuschalten und die durch die inneren Röhrenteile bedingten Intensitätsverhältnisse möglichst rein für sich zu erhalten, wurde eine zweite Anordnung verwendet. Fig. 5a und 5b zeigt diese von der Seite und von vorne. Die Röhre (*4*) sitzt wieder in einem Glimmerblatt (*3*) auf einem Galgen. Die Drosseln (*1a*) für die Heizung sind auf einem Holzstab (*5*) ver-

schiebbar und der Röhre möglichst genähert. Die Drosseln (*1b*) sind ebenfalls auf dem Stab verschiebbar und unmittelbar oben an den Kondensator (2) angelötet, so daß die oben erwähnten Drahtlängen in Fortfall kamen.

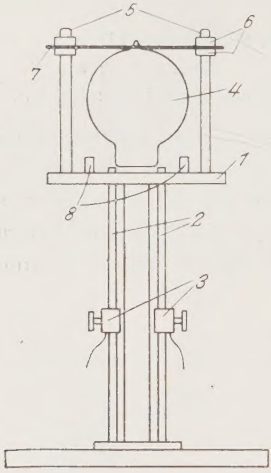


Fig. 6

Die *K*-Röhren wurden etwas anders gehalten (Fig. 6), auch sind in den Zuleitungen keine Drosseln mehr, da deren Zuschaltung keine merklichen Änderungen brachte. — Eine Hartgummiplatte (*1*) wird von zwei 8 mm starken Messingstangen (*2*) und einem dahinterliegenden Holzstab getragen. Zwei Glasstäbe (*5*) tragen eine Glimmerplatte (*7*), die durch Stellringe (*6*) gehalten wird. Der Pumpansatz der Röhre steckt in einem Loch der Glimmerplatte, um die Röhre festzuhalten. Die Messingstangen (*2*) dienen als Anoden- und Gitterzuleitungen. Auf ihnen sind die Zuleitungen (*3*) verschiebbar; eine verdrillte Litze führt zum Meßtisch. Die Hülsen für die Heizung (*8*) befinden sich auf der Hartgummiplatte.

Fig. 7 zeigt das Schaltschema der Gitterschaltung.

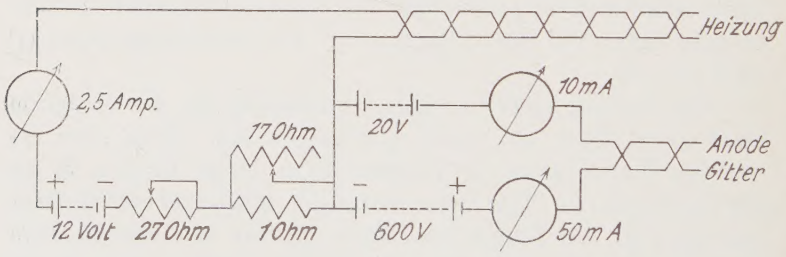
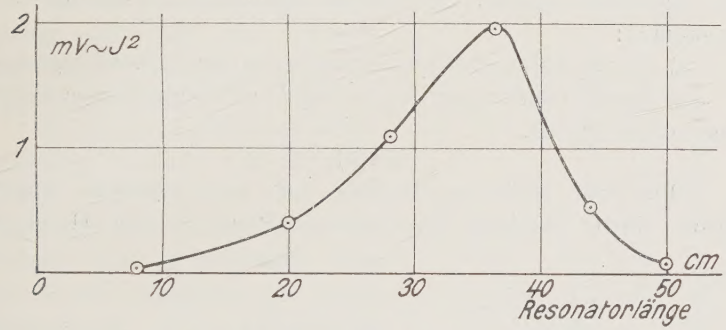


Fig. 7

Nach verschiedenen Vorversuchen wurde als Schwingungsanzeiger ein Detektor aus vakuumgeschmolzenem Silicium gegen Tantal gewählt. Die Empfindlichkeit war nicht ganz so groß wie die eines guten Bleiglanzdetektors, jedoch war ersterer Detektor wesentlich stoßunempfindlicher. Die Überwachung

der Konstanz des Detektors wurde mit einem Röhrensender ($\lambda = 1450$ m) versucht. Jedoch zeigt sich, daß nach etwa zwei Monaten der Detektor für Wellenlängen unter 1 m unempfindlich geworden war und neu eingestellt werden mußte, während sich die Empfindlichkeit für die Welle 1450 m in dieser Zeit nicht geändert hatte. Die im folgenden angegebenen Intensitäten haben deshalb nur relativen Wert.

Ein Vakuumthermoelement mit 15 μ starken Eisen- und Konstantandrähten erwies sich ebenfalls inbezug auf Empfindlichkeit geeignet. Für Meßzwecke war aber die Einstellzeit infolge der großen Trägheit des Thermoelements zu groß.



Resonanzkurve des lin. Resonators

Kurve 1

Der Detektor wurde in den Strombauch eines linearen Resonators gesetzt, dessen Länge durch aufgesteckte Drähte verändert werden konnte. Kurve 1 zeigt die Resonanzkurve des Resonators bei Veränderung seiner Länge. Bei den folgenden Messungen wurde die Resonatorlänge auf 20 cm eingestellt.

Zum Nachweis des Detektorstroms diente für größere Intensitäten ein Millivoltmeter von Siemens-Halske mit einem Meßbereich bis zu 15 Millivolt in 0,1 Millivolt Teilung. Der innere Widerstand betrug 218 Ohm.

Schwächere Ströme wurden mit einem Saitengalvanometer von Edelmann gemessen. Der Widerstand des Goldfadens betrug 40 Ohm. Bei 300facher Vergrößerung entsprach ein Skalenteil $8 \cdot 10^{-6}$ Volt. Die Empfindlichkeit hätte noch gesteigert werden können, genügte aber für diese Messungen.

II. Wellenlängenmessung

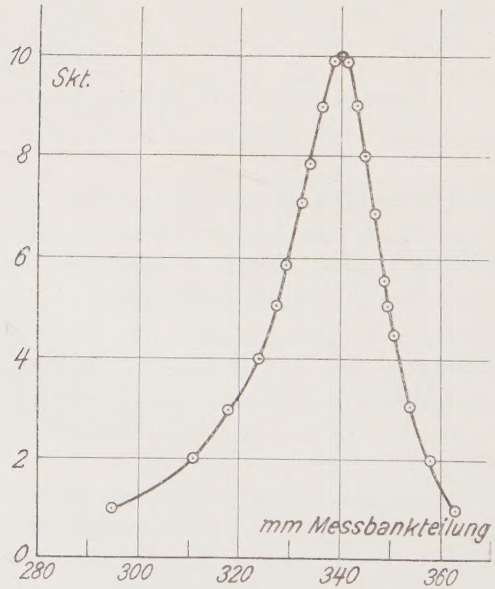
Die Wellenlänge wurde mit einem 2 m langen Lecherschen Drahtsystem gemessen, dessen Paralleldrähte 12 cm Abstand hatten. Die der Röhre zugewandten Enden der Paralleldrähte waren als „Antennen" senkrecht aufgebogen. Eine runde Aluminiumscheibe von 50 cm Durchmesser, die aus zwei isolierten Hälften bestand, konnte mittels Schnurzug auf den Paralleldrähten verschoben werden. Mittels eines total reflektierenden Prismas an der Scheibe und eines zweiten feststehenden Prismas konnte mit einem Fernrohr die Einstellung der Scheibe an einem darunterliegenden Maßstab vom Meßtisch aus abgelesen werden. Die Wellenlängenmessung wurde vorgenommen:

a) Durch Aufsuchen des Resonanzstromes im Lechersystem,

b) durch Bestimmung des maximalen Energieentzugs durch das Lecherstystem.

ad a)

Die zwei isolierten Hälften des Lechersystems waren durch einen Detektor überbrückt. Parallel zum Detektor



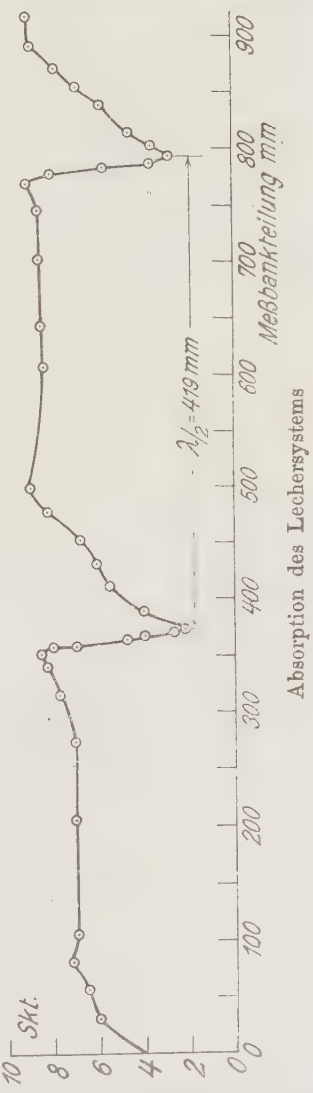
Resonanzkurve auf Lechersystem
Kurve 2

lag das Millivoltmeter oder Saitengalvanometer. Durch Verschieben der Scheibe sucht man die Resonanzmaxima auf, deren Abstand $\lambda/2$ beträgt. Durch Aufnahme von Resonanzkurven lassen sich außerdem die Dämpfungsdekremente des Lechersystems berechnen. Kurve 2 zeigt eine solche Resonanzkurve für eine Welle von 30 cm.

ad b)

Ist die Senderenergie sehr gering, oder will man schwach koppeln, so verfährt man besser folgendermaßen:

Detektor- und Galvanometerzuleitung werden vom Lechersystem entfernt. In der Verlängerung des Systems steht der Sender und rechtwinklig dazu der lineare Resonator als Intensitätsmesser. Beim Verschieben der Scheibe des Systems treten periodische Änderungen der gemessenen Intensität auf. Das Lechersystem absorbiert nämlich in den Resonanzlagen am stärksten; dadurch wird die Raumstrahlung verringert. Trägt man den Galvanometerausschlag in Abhängigkeit von der Scheibenstellung auf, so erhält man etwa Kurven gemäß Kurve 3. Bei gewissen Scheibenstellungen erhält man scharfe Einschnitte, die um $\lambda/2$ auseinander liegen.



Absorption des Lechersystems
Kurve 3

Die Kurve 3 ist bei fester Ankopplung aufgenommen und infolge der dabei auftretenden Rückwirkung verzerrt. Versuche ergaben keine Abhängigkeit der Wellenlänge von der Kopplung.

Bei Kopplungsänderung ändert sich wohl die Lage der Minima, ihr gegenseitiger Abstand aber nicht. Lose Kopplung bewirkt, daß die Einschnitte symmetrischer und schärfer werden. Dieses Verfahren der Wellenlängenmessung ist wegen der genaueren Einstellung auf die scharfen Einschnitte im Gegensatz zu den mehr oder weniger abgerundeten Resonanzkurven dem Verfahren a) vorgezogen worden.

Die Genauigkeit der Wellenlängenmessung läßt sich bei beiden Verfahren steigern, besonders bei kürzeren Wellen, wenn man die Verschiebung eines und desselben Maximums bei Wellenlängenänderung mißt. Wie der Fig. 8 zu entnehmen ist, ver-

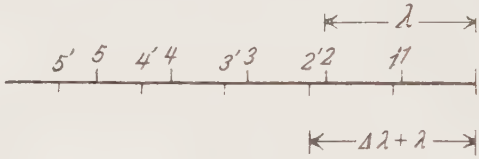


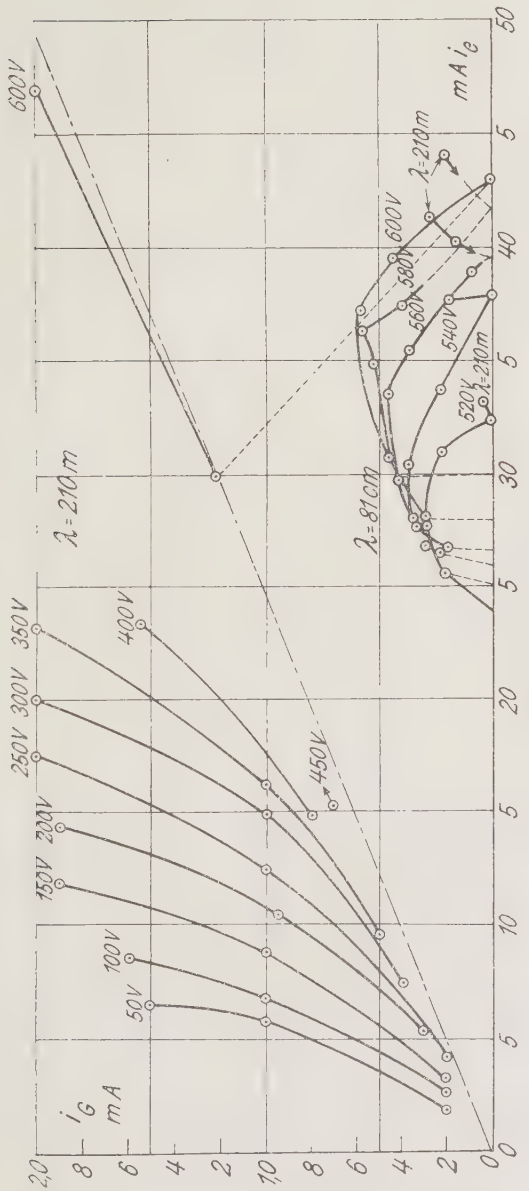
Fig. 8

schiebt sich das n. Resonanzmaximum bei einer Wellenlängenänderung von $\Delta\lambda$ um $n \cdot \Delta\lambda/2$. Zur Wellenlängenmessung selbst ist jedoch nötig, daß eine Wellenlänge unter Verwendung aller Maxima des ganzen Systems genau bestimmt worden ist und die Kopplung ungeändert bleibt.

Nach diesem Verfahren kann man mit einem 2 m langen Lechersystem eine Wellenlänge von 30 cm auf 0,01 cm genau messen bei Aufnahme von 3 Punkten zur Kontrolle.

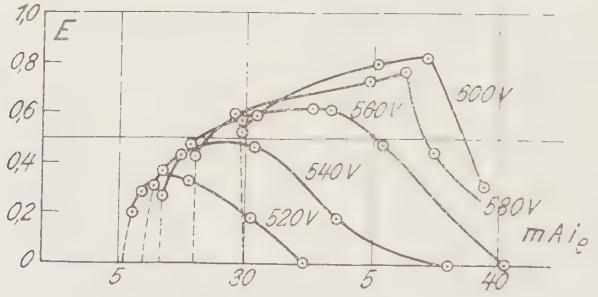
III. Anodenschaltung

Untersucht wurde die Röhre *r I*. Sie befand sich in Anordnung 1 (s. S. 421). Anoden und Gitterzuleitung waren in 22 mm Entfernung vom Sockel mit einem Schlußkondensator von 25 cm Kapazität überbrückt. Beobachtet wurde Gitterstrom und Schwingintensität auf dem Lechersystem in Abhängigkeit von der Gesamtemission der Kathode (Emission). In Kurve 4 ist das Ergebnis der Messungen dargestellt. An die Kathode wurden Spannungen bis zu 600 Volt gelegt und der Heizstrom kontinuierlich geändert. Das Gitter war mit dem negativen Ende des Heizfadens verbunden. Es zeigte sich, daß bis zu einer Anodenspannung von 450 Volt nur Schwingungen



Röhre *r l*. $i_g = f(i_a, c_a)$
Kurven 4

von $\lambda = 210$ m auftraten. Wie W. Kohl schon zeigte, handelt es sich hier um Schwingungen des aus den Drosseln und dem Schlußkondensator gebildeten Schwingkreises. Bei weiterer Erhöhung der Anodenspannung sprangen dann kurze Wellen von 81 cm Länge innerhalb eines beschränkten Emissionsbereichs an. Bei noch größerer Emission traten dann wieder die langen Wellen auf. Die Länge der kurzen Wellen war innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig von der Anodenspannung und der Emission. Bei den langen Wellen konnte ebenfalls keine Änderung festgestellt werden. Die langen Wellen treten im wesentlichen oberhalb der gestrichelten Geraden auf. Bei großen Anodenspannungen und hoher Emission setzen sie mit



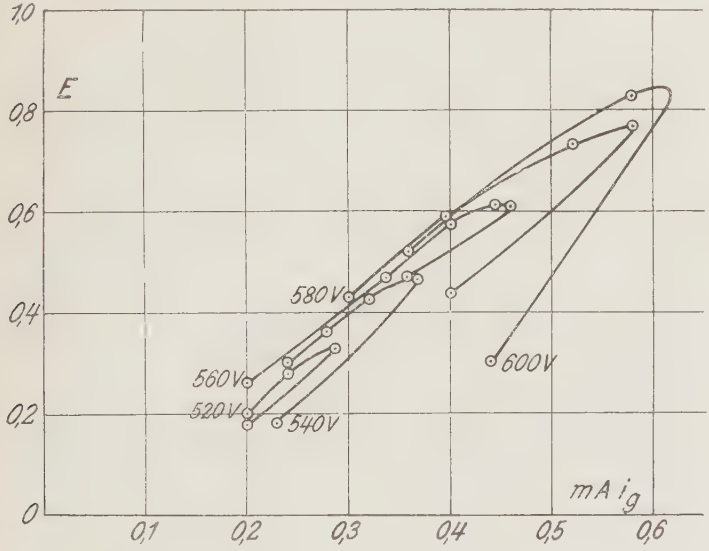
Röhre *r I.* mV $= f(i_e, e_a)$

Kurven 5

kleinen Gitterströmen ein, springen jedoch bei weiterer Emissionserhöhung unter Zurückgehen des Anodenstroms und starkem Ansteigen des Gitterstroms in einen Schwingzustand mit großem Gitterstrom unter Beibehaltung der Wellenlänge über.

In Kurven 5 ist für die kurzen Wellen statt des Gitterstroms der Ausschlag des Millivoltmeters, gemessen mit dem Detektor, als Intensität E aufgetragen. Man sieht aus dem ähnlichen Kurvenverlauf, daß die Schwingungsintensität E nahezu proportional mit dem Gitterstrom verläuft. Die Maxima wandern mit wachsender Anodenspannung zu größerer Emission und werden ihrem absoluten Betrag noch größer. Kurven 6 zeigen Gitterstrom und Schwingintensität E bei verschiedenen Anodenspannungen. Man sieht, daß nahezu lineare Abhängigkeiten vorhanden sind. Tatsächlich ist die Schwingintensität bei

steigendem Gitterstrom etwas größer und bei fallendem etwas kleiner, so daß flache Schleifen entstehen, die mit wachsender Anodenspannung breiter werden.



Röhre *r I*. mV $= f(i_g)$

Kurven 6

IV. Gitterschaltung

a) Röhre *r II*

Röhre *r II* befand sich in der Halterung 1 (Fig. 4) 15 cm von den „Antennen" des Lechersystems entfernt. Rechtwinklig dazu in 30 cm Entfernung befand sich der lineare Resonator. Als Intensitätsmaß *E* für Strahlung der Röhre wurde der Ausschlag des Galvanometers genommen, der sich ergab, wenn das Lechersystem verstimmt war, also praktisch nicht mehr absorbierte. Als die Empfindlichkeit des Millivoltmeters nicht mehr ausreichte, wurde das Saitengalvanometer benützt.

Einfluß des Schlußkondensators auf die Schwingung: Zuerst wurde der Einfluß der Größe des Kondensators 2 in Fig. 4 untersucht. Tab. 1 zeigt das Ergebnis. Es wurde bei gleicher Gitterspannung und bei verschiedenem Gitterstrom, Anodenstrom, Wellenlänge und Intensität *E* gemessen, und

Tabelle 1

		Kapazität des Schlußkondensators					
		25 cm			1000 cm		
e_g	i_g	i_a	E	λ	i_a	E	λ
Volt	mA	mA	mV	cm	mA	mV	cm
48	7,0	0,7	1,5	90,6	0,7	1,5	90,4
48	14,2	1,4	3,5	87,4	1,4	4,0	87,6
48	24,0	1,66	5,0	83,6	1,66	5,0	83,7

zwar für einen Schlußkondensator von 25 cm und einem von 1000 cm. Man sieht gute Übereinstimmung für Anodenstrom und Intensität, auch die Wellenlänge hat sich nicht geändert, wenn man die unsystematischen Abweichungen um 0,3 Proz. als Meßfehler betrachtet. Das Resultat zeigt somit, daß ein Kondensator von 25 cm praktisch bereits für diese Wellen als unendlich groß wirkt.

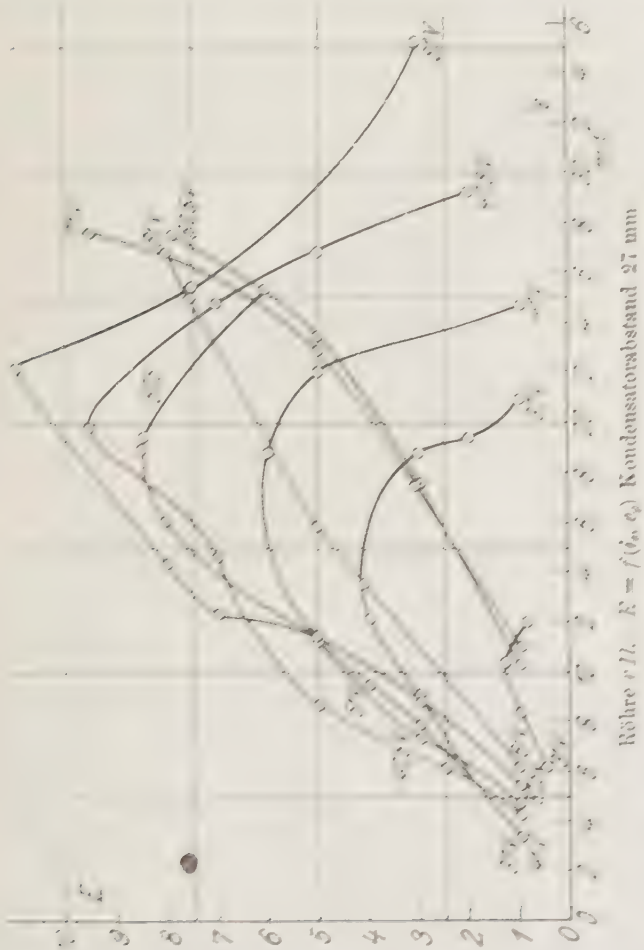
Entfernt man den Kondensator überhaupt, so entstehen sehr schwache Schwingungen mit der Wellenlänge 103 cm. Da es aber nicht möglich ist, in diesem Fall den Schwingkreis genau festzulegen, wurden diese Schwingungen nicht weiter untersucht.

Größe des Schlußkondensators: Die folgenden Untersuchungen wurden mit einem Schlußkondensator von 50 cm durchgeführt. Er wurde an die Gitter- bzw. Anodenzuleitungsdrähte so angeklemmt, daß diese von der Austrittsstelle aus dem Glas bis zu den Kondensatorklemmen 27 mm lang waren.

Messungen: Nunmehr wurde die Intensität der Schwingungen in Abhängigkeit vom Emissionstrom bei verschiedenen Gitterspannungen gemessen. Dabei war die Anode mit dem negativen Ende des Heizfadens verbunden.

Kurven 7 zeigen die Messungen. Für eine Gitterspannung unter 60 Volt geht die Schwingungsintensität über ein Maximum. Das Maximum rückt anfänglich mit wachsender Spannung nach größerer Emission bis $e_g = 51$ Volt, um dann umzukehren, so bei $e_g = 57{,}7$ Volt. Bei $e_g = 61$ Volt ist das Maximum nur noch durch eine Ausbiegung angedeutet. Bei noch größeren Spannungen ist auch diese Andeutung verschwunden. Die Kurven für $e_g = 71$ Volt und 69,5 Volt wurden nicht weiter verfolgt, um die Röhre nicht durch zu hohe Belastung zu beschädigen.

überhaupt wurde Wert darauf gelegt, die Röhren nicht zu überlasten, um reproduzierbare Werte zu erhalten. Auch sollen durch diese Messungen Betriebsbedingungen für die praktische

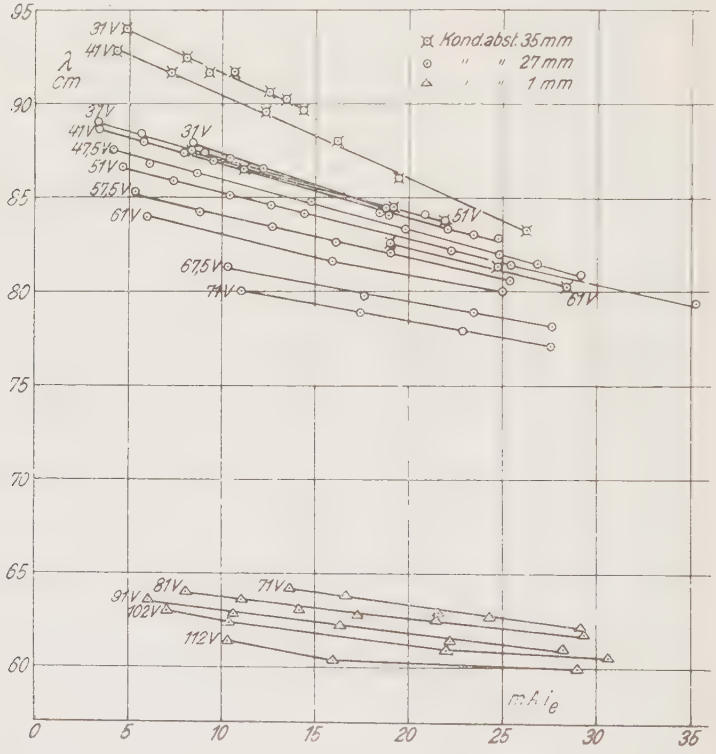


Röhre *r II*. $E = f(i_a, e_g)$ Kondensatorabstand 27 mm
Kurven 7

Verwendung geliefert werden. Dazu ist jedoch Haupterfordernis, daß die Lebenszeit einer Röhre nicht zu kurz ist.

Gleiche Messungen wurden für einen Kondensatorabstand a von 35 und 1 mm ausgeführt. Bei einigen anderen Einstellungen wurden nur einige Punkte gemessen.

In Kurven 8 sind die zu jedem Punkt der vorherigen Kurven gehörigen Wellenlängen an Stelle der Intensität aufgetragen. Die Kurven sind fast geradlinig und fallen mit wachsender Emission. Für Kondensatorabstand $a = 27$ mm bedingt im Mittel eine Emissionsänderung von 10 auf 20 mA



Röhre *r II*. $\lambda = f(i_e, e_g)$

Kurven 8

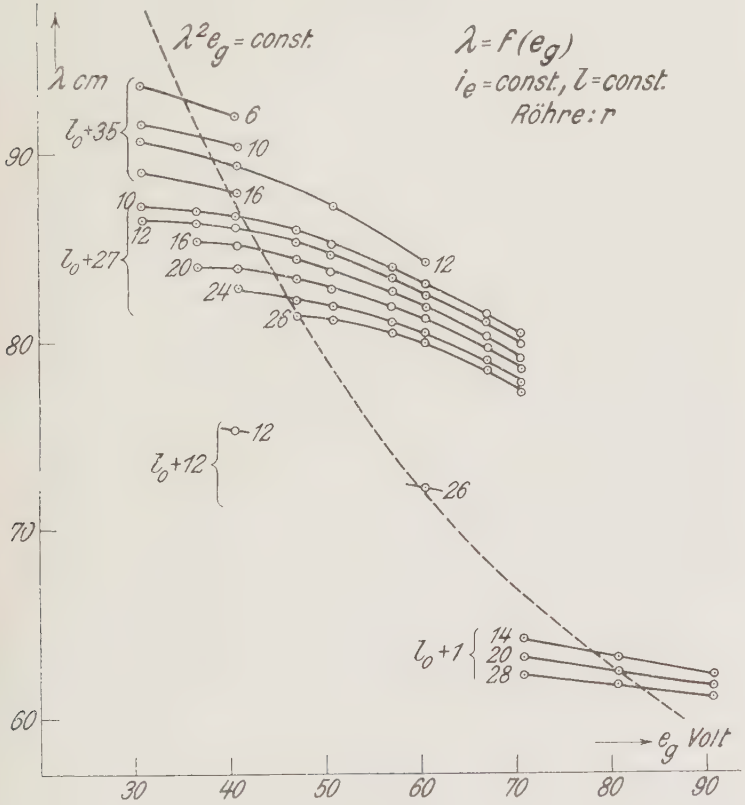
eine Wellenlängenänderung von 85 auf 83 cm. λ wird ebenfalls kleiner mit wachsender Gitterspannung, jedoch bei weitem nicht so stark, als es nach der Formel von Scheibe (3)

$$\lambda = \sqrt{\frac{4\,c\,r_1}{2\,\frac{e}{m}\,e_g\,10^8}}\,(f(x) + g(y)),$$

wobei

$$x = \sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}}, \qquad y = \sqrt{\frac{e_g}{e_g - e_a} \ln \frac{r_2}{r_1}},$$

$$f(x) = x \cdot e^{-x^2} \int_0^x e^{u^2}\, du \qquad \text{und} \qquad f(y) = y \cdot e^{y^2} \int_0^y e^{-u^2}\, du$$



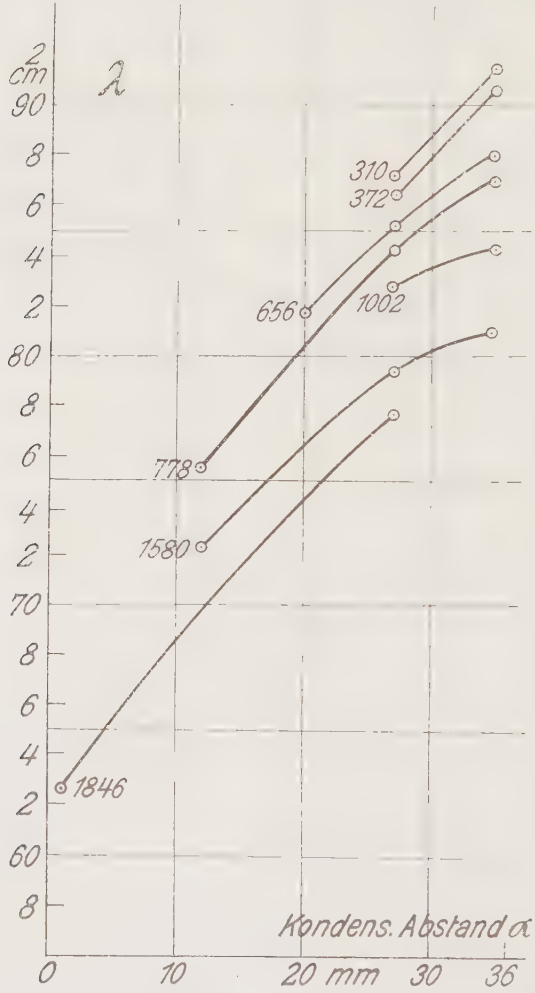
Röhre *r II*. $\lambda = f(e_g, i_e)$

Kurven 9

ist, zu erwarten wäre. Eine Änderung von e_g von 37 auf 71 Volt bedingt bei gleicher Emission im Mittel eine Verkürzung von 84,5 auf 79,2 cm. Nach der Formel von Scheibe wäre eine Verkürzung von 84,5 auf etwa 69,6 cm zu erwarten.

Kurven 9 geben eine Übersicht über sämtliche gemessenen Punkte und zwar λ in Abhängigkeit von e_g und i_e. Nach der

Formel von Scheibe müßten sämtliche Wellenlängen auf einer Parabel $\lambda^2 e_g = \text{const}$ liegen, was aber augenscheinlich nicht der



Röhre r II. $\lambda = f(a)$

Kurven 10

Fall ist, wie aus der gezeichneten Parabel zu ersehen ist.

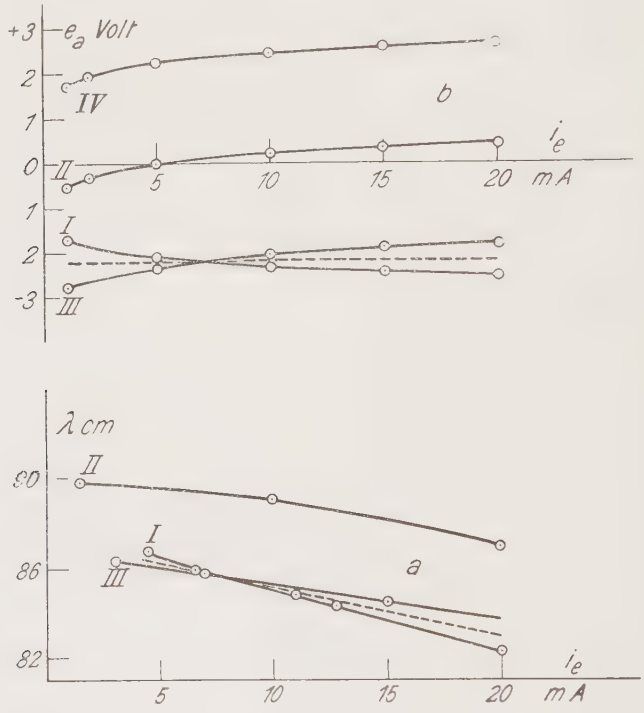
Kurven 10 geben λ in Abhängigkeit von den verschiedenen Einstellungen des Schlußkondensators bei konstanter mittlerer

Belastung wieder. An den Kurven ist das jeweilige Produkt aus Gitterspannung und Emissionsstrom angeschrieben. Das Produkt stellt ein Maß für die Belastung der Röhre dar. Man sieht, daß für eine Kondensatoreinstellung mit steigender Belastung die Wellenlänge sinkt. Bei gleicher mittlerer Belastung sinkt die Wellenlänge bei Annäherung des Schlußkondensators an den Röhrensockel. Man kann also innerhalb eines gewissen Wellenlängenbereichs in diesem Falle zwischen $\lambda = 91{,}5$ cm bis $\lambda = 59$ cm jede beliebige Wellenlänge einstellen. Die Wellenlängenabhängigkeit von der Belastung ist jedoch nicht so aufzufassen, daß Emission und Gitterspannung gleichwertige Faktoren wären. Es ist nicht gleichgültig, ob man hohe Emission und kleine Spannung wählt oder umgekehrt, falls nur das Produkt gleich bleibt, denn das Entstehen und die Intensität der Schwingungen hängen noch von diesen Faktoren direkt ab. Aus Kurven 9 sieht man z. B., daß bei Schlußkondensatorabstand $a = 1$ mm unter 70 Volt keine oder nur sehr schwache Schwingungen entstehen, während bei größerem Abstand etwa $a = 27$ mm noch bei 31 Volt Schwingungen vorhanden sind.

Was die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Emission anbelangt, so geht aus den Kurven 8 hervor, daß, wie schon oben erwähnt, λ bei gleichen Schwingkreisabmessungen und gleicher Gitterspannung mit wachsender Emission abnimmt. Dieser Zusammenhang wurde näher untersucht. Der Schlußkondensator war auf einen Abstand von $a = 27$ mm eingestellt Die Gitterspannung betrug 51 Volt. Die Anode war mit dem negativen Ende des Heizfadens verbunden. Es wurde für verschiedene Emissionen die dazugehörigen Wellenlängen gemessen (Kurven 11a). Da zu vermuten war, daß die Wellenlängenabhängigkeit wohl vom Spannungsabfall am Glühfaden verursacht sei, wurde die Anode auch an das positive Ende des Heizfadens gelegt. Es entstanden jedoch keine Schwingungen. Diese traten erst wieder auf, wenn die Anode noch eine zusätzliche negative Spannung erhielt, die die positive kompensierte. *II* in Kurve 11a zeigt den Wellenlängenverlauf, wenn die negative Zusatzspannung 2,3 Volt betrug; für 4,6 Volt erhält man *III*. *I* und *III* schneiden sich bei $i_e = 8$ mA.

Dadurch, daß die Anode an ein Heizfadenende an-

geschlossen ist, erhält sie ein Potential gegen den Faden, das man ungefähr der halben Fadenspannung gleichsetzen kann. Ist die Anode mit dem negativen Ende verbunden, so wird mit wachsender Heizspannung ihr Potential gegen die Heizfadenmitte negativer. Anschluß der Anode am positiven Ende bedingt positives Potential. In Kurven 11b zeigt *I*



Röhre *r II*. $\lambda = f(i_e)$

Kurven 11

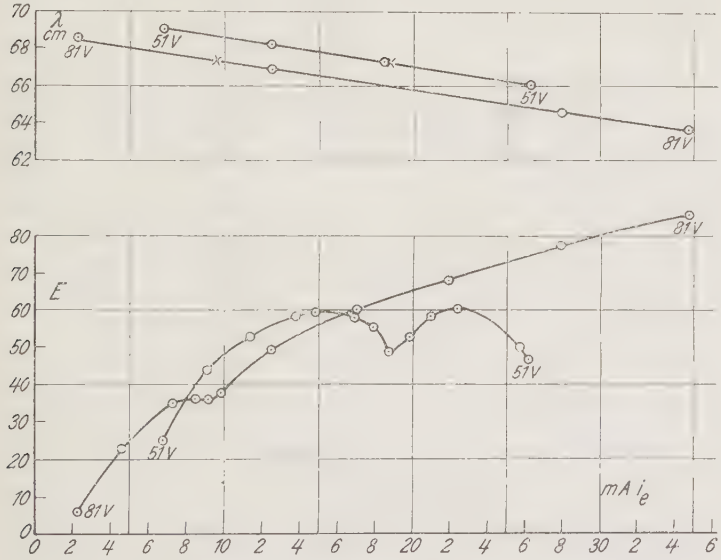
das Anodenpotential (gleich der halben Fadenspannung) bei Anschluß an das negative Fadenende bei wachsender Emission; *IV* bei Anschluß an das positive Fadenende. Erteilt man beim Anschluß der Anode an das positive Fadenende der Anode eine negative Vorspannung von 2,3 Volt, so erhält man für die Anodenspannung Kurve *II*. Eine Vorspannung von 4,6 Volt ergibt Kurve *III*. *I* und *III* schneiden sich im

Punkt $i_e = 8$ mA, also bei der gleichen Emission bei der sich die diesen Anodenspannungen entsprechenden Wellenlängen schneiden.

Aus den Kurven *I* und *III* geht noch hervor, daß λ kleiner wird, wenn e_a negativer wird. Nimmt man an, daß λ innerhalb einer Änderung des Anodenpotentials von 1 Volt linear von e_a abhängig ist, so muß die gestrichelte Gerade durch den Schnittpunkt von *I* und *III* der Kurven 11a die Veränderung von λ mit i_c bei $e_a = \text{const} = 2{,}3$ Volt ergeben. Die gestrichelte Gerade zeigt somit, daß eine reine Emissionsabhängigkeit der Wellenlänge selbst vorhanden ist.

b) Röhren *wr*

Die Röhren *wr* unterscheiden sich, wie auf S. 419 schon erwähnt, im wesentlichen von Röhre *r* durch ihre geringe Sockel-



Röhre *wr*. Kondensatorabstand 8 mm

$\lambda = f(i_e, e_g)$ $E = f(i_e, e_g)$

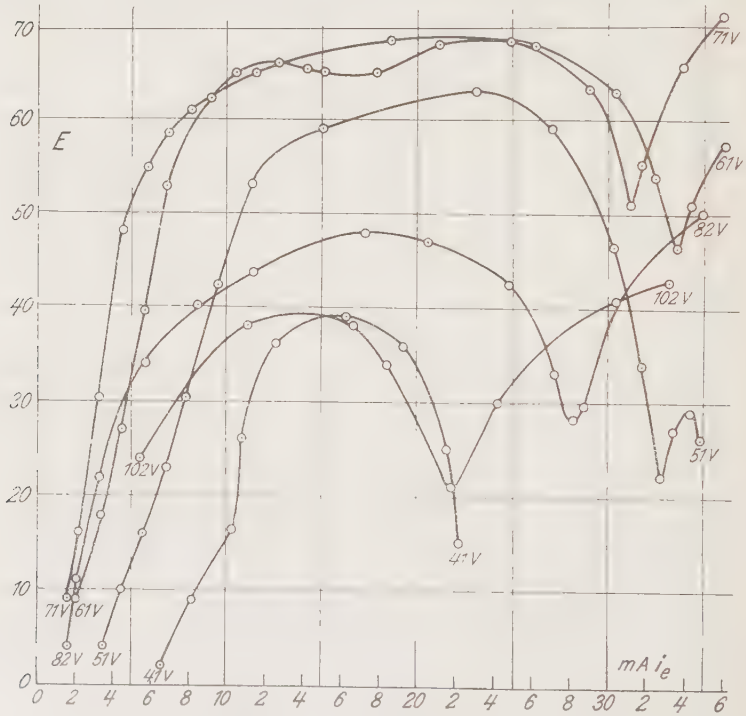
Kurven 12

kapazität und die Abtrennung des eigentlichen Schwingkreises von den Heizleitungen. Die an ihnen aufgenommenen Kurven

zeigen ähnlichen Verlauf. Die Schwingintensität ist größer, die Wellenlänge hat sich nur unwesentlich geändert. Auffällig ist, daß bei einer gewissen Wellenlänge in den Intensitätskurven Einbuchtungen auftreten. Für *wr*, bei einem Abstand des Schlußkondensators von 8 mm zeigen Kurven 12 zwei solche Einbuchtungen. Die darüberliegenden Wellenlängenkurven lassen erkennen, daß in beiden Fällen die Einbuchtung bei $\lambda = 67{,}5$ cm liegt. Es läßt sich das so erklären, daß bei dieser Wellenlänge in der Röhre Absorption infolge Resonanz eintritt. Der resonierende Kreis kann durch den Glühfaden und dessen Zuleitungen gebildet sein.

c) Röhre *wrs*

Die Röhre befand sich in der Halterung Figg. 5a und b. Kurven 13 zeigen wieder die Schwingintensität in Abhängigkeit

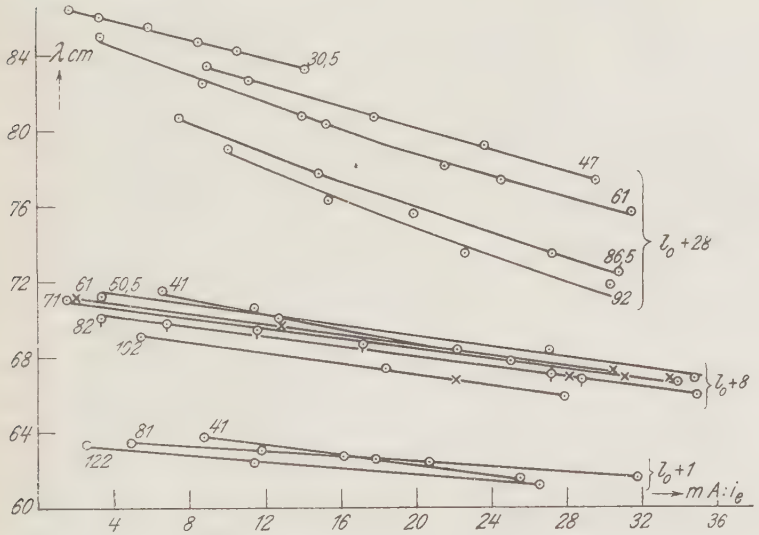


Röhre *wrs*. Kondensatorabstand 8 mm. $E = f(i_e, e_g)$

Kurven 13

von i_e und e_g. Die Kurven nehmen zwischen $e_g = 61$ und 71 Volt maximale Werte an. Wie bei den Röhren *wr* treten Einbuchtungen auf, deren Form wieder auf Absorption innerhalb der Röhre schließen läßt.

Bei Spannungen über 51 Volt scheint, wenn man von den Einbuchtungen absieht, die Schwingintensität mit wachsender Emission weiter zuzunehmen. Orientierende Versuche in diesem Gebiet ergaben aber, daß bei sehr hoher Emission die Schwing-



Röhre *wrs*. $\lambda = f(i_{e,g})$

Kurven 14

intensität wieder zurückgeht. Genaue Messungen wurden nicht gemacht, um die Röhre zu schonen.

Bei den oben angegebenen Kurven betrug der Abstand des Schlußkondensators 8 mm vom Sockel. Messungen bei 1 mm und 28 mm Abstand ergaben ähnliche Kurven und auch wieder Einbuchtungen.

Die Kurven 14 geben die Abhängigkeit der Wellenlänge von i_e und e_g wieder. Mit wachsendem i_e und wachsendem e_g nimmt die Wellenlänge wieder ab. Je größer der Abstand des Schlußkondensators ist, um so steiler ist der Abfall von λ mit

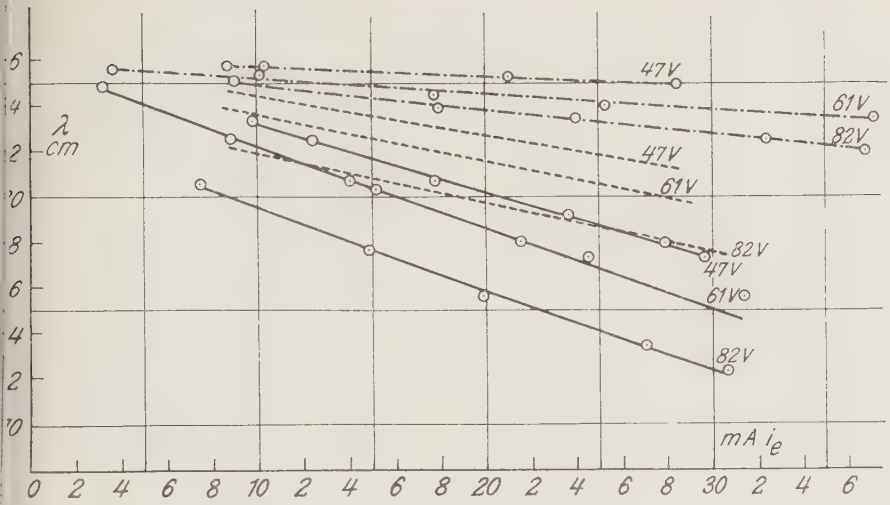
wachsendem i_e und um so größer ist der Einfluß von e_g auf die Wellenlänge.

Die Kreuze in den Kurven 14 bezeichnen die Wellenlängen, bei denen die obenerwähnten Einbuchtungen der Intensitätskurven liegen. Man sieht in diesem Fall, daß diese Einbuchtungen verschiedene Wellenlänge haben, also eine mehrwellige Absorption in der Röhre stattfinden müßte.

Der wesentliche Unterschied der Röhre *wrs* gegen die oben untersuchten Röhren liegt darin, daß sie auch bei positiven Anodenpotentialen schwingt. Es ließ sich somit auch die Wellenlängenabhängigkeit von der Heizung feststellen, wenn die Pole der Heizbatterie vertauscht wurden. Auf diese Weise kann der Einfluß des Spannungsabfalls am Faden ausgeschaltet werden. Die Kurven 15 zeigen derartige Messungen. Der Abstand des Schlußkondensators betrug 28 mm, um große Änderungen von λ zu erhalten. Gemessen wurden drei Gitterspannungen 47, 61 und 82 Volt. Liegt die Anode am negativen Ende des Heizfadens, so erhält man die ausgezogenen Geraden. Nach Vertauschung der Batteriepole erhält man die strichpunktierten Geraden, die bei längeren Wellen verlaufen. Nimmt man wieder an, wie oben, daß bei kleinen Anodenspannungsänderungen, verursacht durch die Heizung, λ sich linear mit e_a ändere, so ergeben die Mittelwerte jedes zusammengehörigen Geradenpaars eine punktierte Gerade. Diese punktierten Geraden stellen die Abhängigkeit der Wellenlänge λ allein von der Emission bei konstanter Gitterspannung und Anodenpotential 0 dar. λ ist also auch von i_e abhängig, wie das schon bei den Röhren r gefunden wurde. Die Wellenlänge nimmt linear mit wachsender Emission ab. In den Kurven 16 ist für $e_g = 82$ Volt und $e_a = 0$ die Abhängigkeit von λ für verschiedene Abstände des Schlußkondensators ermittelt. Der Einfluß der Heizung auf die Wellenlänge tritt bei kleiner werdendem Schwingkreis zurück.

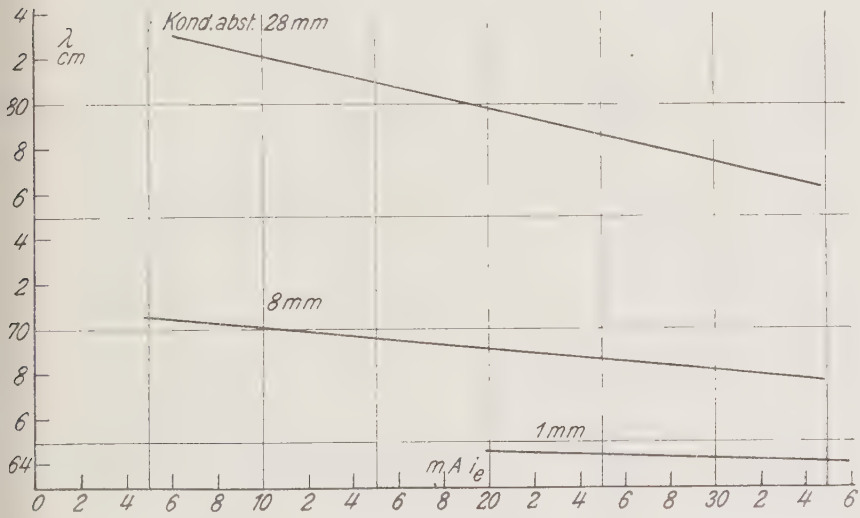
V. Röhre *K*

Die Röhre war wie in Fig. 6 gehalten. Der lineare Resonator befand sich in 50 cm Entfernung von der Röhre. Da die Schwingungen sehr stark waren, wurde mit dem Milli-



Röhre *wrs*. Kondensatorabstand 28 mm. $\lambda = f(i_e, e_g)$

Kurven 15

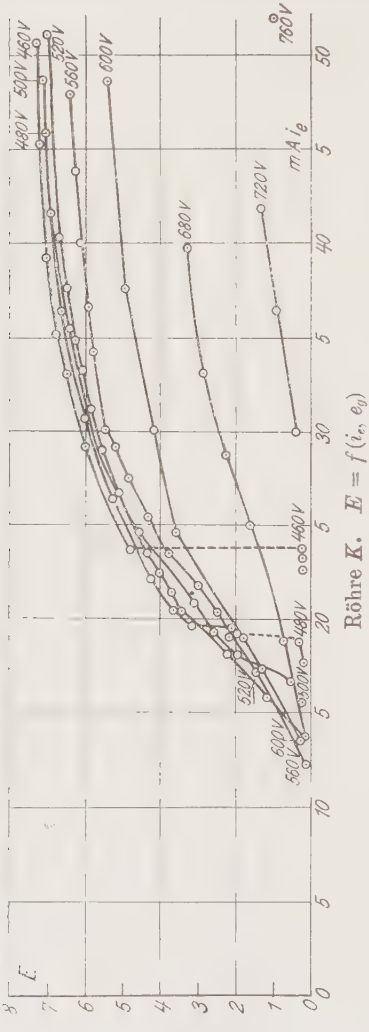


Röhre *wrs*

$\lambda = f(i_e, a)$ bei verschiedenem Kondensatorabstand und $e_g = 82$ Volt

Kurven 16

voltmeter gemessen. Bei verschiedenen Gitterspannungen wurde die Schwingintensität in Abhängigkeit von der Gesamtemission festgestellt. Weiter wurde die Abhängigkeit von der Anodenspannung untersucht.

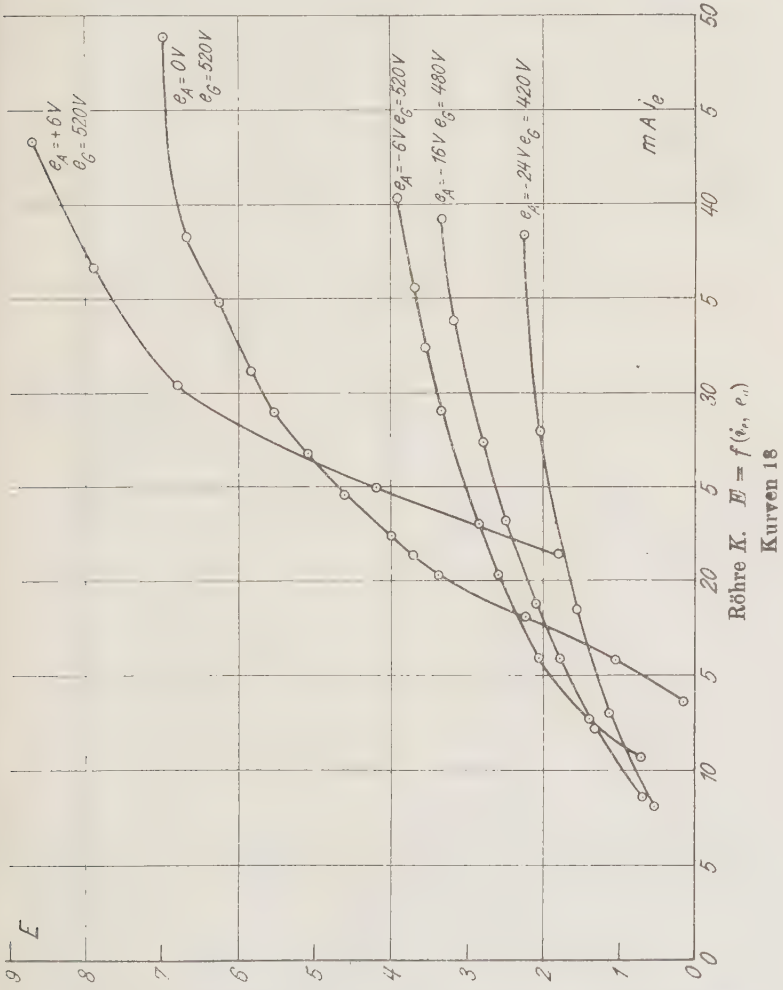


Röhre K. $E = f(i_e, e_g)$
Kurven 17

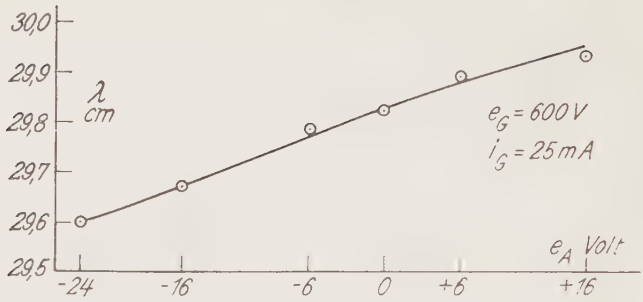
Kurven 17 zeigen den Verlauf der Schwingintensität in Millivolt in Abhängigkeit vom Emissionsstrom bei einer Anodenspannung von 0 Volt. Die bei den Kurven stehenden Zahlen geben die Gitterspannung an. Man sieht, daß mit wachsender Emission die Schwingintensität ansteigt und sich dann scheinbar einem Grenzwert nähert. Bei sehr starker Heizung geht die Schwingintensität jedoch wieder zurück. Um die Röhre zu schonen, wurden diese Messungen nicht genauer ausgeführt. Bei 460 Volt Gitterspannung hat die Schwingintensität, bezogen auf konstante Heizung, ein Maximum und sinkt mit wachsender Gitterspannung langsam. Bei kleineren Spannungen treten keine Schwingungen mehr auf. Wie aus den Kurven 17 hervorgeht, wäre ein Anspringen der Schwingungen erst bei hoher Emission zu erwarten.

Ähnliche Kurven erhält man, wenn man die Anodenspannung ändert. Kurven 18 zeigen die Intensitätskurven bei den günstigsten Gitterspannungen und bei verschiedenen Anoden-

spannungen. Je kleiner bzw. je negativer die Anodenspannung wird, um so weiter rücken die Schwingungsgebiete nach kleinerer Emission. Parallel mit dieser Verschiebung geht eine Intensitätsverringerung der Schwingungen.

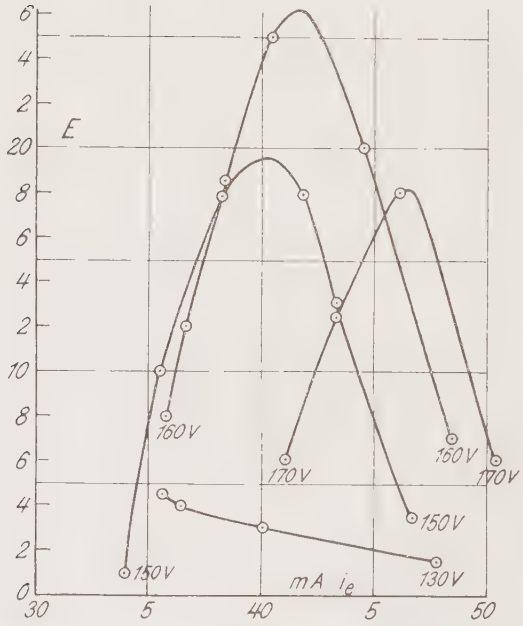


Genaue Wellenlängenmessungen ergaben, daß die Wellenlängenänderung bei Änderung der Emission nur noch Bruchteile vom mm beträgt. Etwas größer ist die Wellenlängenänderung bei Vergrößerung der Gitterspannung. Erhöhung der



Röhre *K*. $\lambda = f(e_a)$

Kurven 19



Röhre *K*

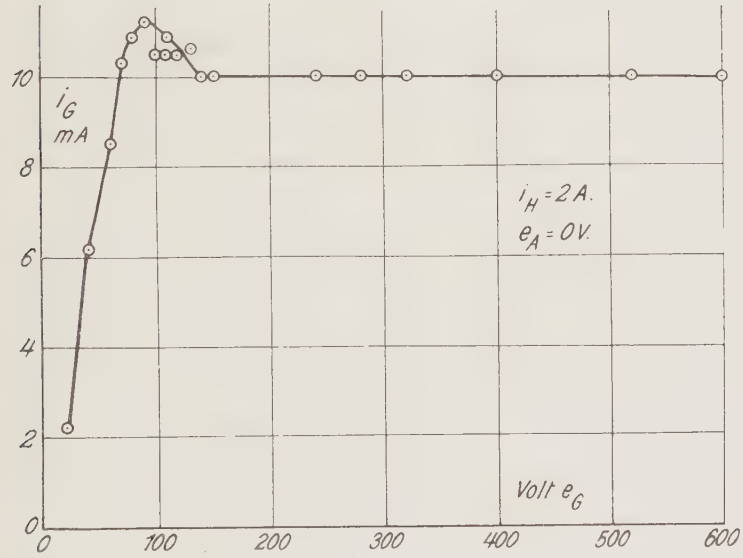
Schwingungen bei kleinen Gitterspannungen = 30,4 cm. $E = f(i_e, e_g)$

Kurven 20

Gitterspannung von 470 auf 600 Volt bei gleicher Emission und Anodenspannung bewirkt eine Verkürzung der Wellenlänge um 16 mm. Etwas stärker ist der Einfluß der Anoden-

spannung. Kurve 19 zeigt λ in Abhängigkeit von e_a bei gleicher Emission und Gitterspannung. λ wächst von 29,6 cm bei $e_a = -24$ Volt auf 29,95 cm bei $e_a = +16$ Volt, also um 3,5 mm. Bei einer Anodenspannung von 0 Volt beträgt die Wellenlänge 29,82 cm. Ein ähnliches Verhalten zeigte eine ganze Reihe anderer untersuchter *K*-Röhren.

Zusammenfassend gilt bezüglich die *K*-Röhren: Die *K*-Röhren liefern ungedämpfte Schwingungen von der Frequenz



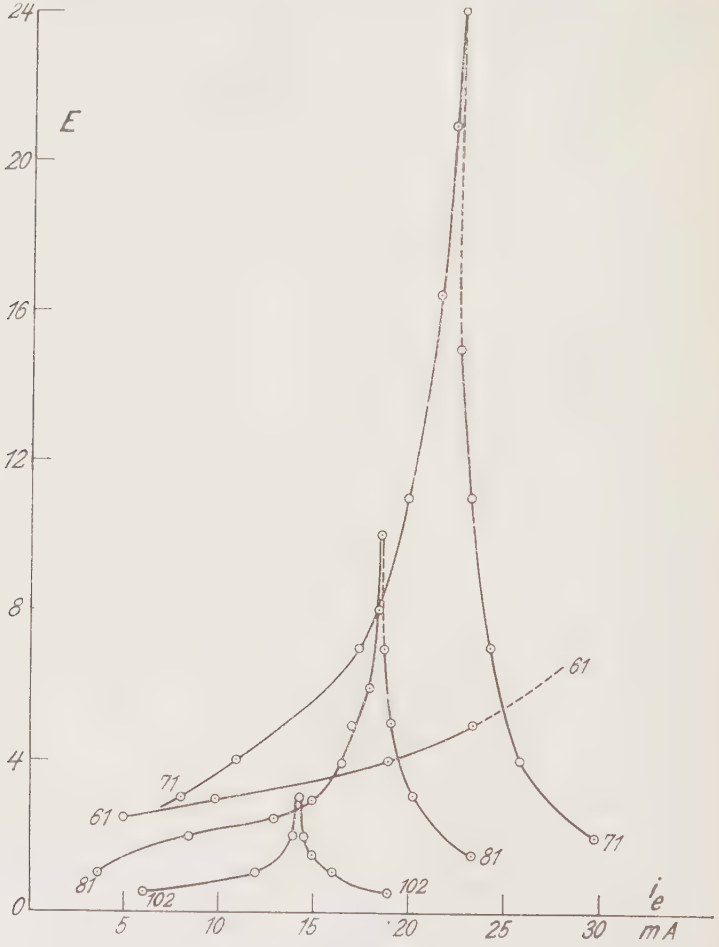
Röhre *K*. $i_g = f(e_g)$

Kurven 21

10^9. Die Frequenz ist praktisch unabhängig von den angelegten Spannungen. Von diesen ist nur die Intensität abhängig und zwar derart, daß sich mit wachsender Emission die Schwingintensität einem Höchstwert nähert, der um so höher liegt, je größer die Anodenspannung ist. Die Gitterspannung hat einen günstigsten Wert, der nahe an der kleinsten Gitterspannung liegt, bei der überhaupt Schwingungen entstehen. Weitere Erhöhung der Gitterspannung bedingt Intensitätsverringerung.

Neben den oben beschriebenen Schwingungen bei hohen Gitterspannungen entstehen auch solche bei niedrigen Spannungen

von 130 –200 Volt. Da diese Schwingungen sehr schwach waren, mußte mit dem Saitengalvanometer gemessen werden und der lineare Resonator bis fast zur Berührung der Röhre



Röhre *wrs*

Kondensatorabstand 1 mm. Anode isoliert. $E = f(i_e, e_g)$

Kurven 22

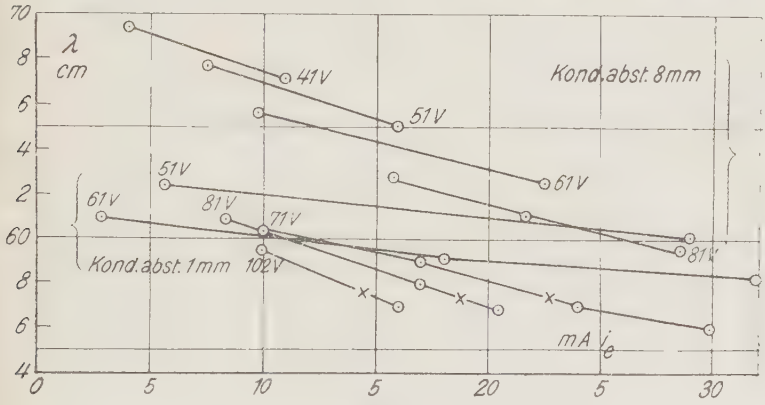
genähert werden. Die Kurven 20, die die Schwingintensität in Abhängigkeit von der Emission zeigen, haben ausgesprochene Maxima, die mit wachsender Gitterspannung nach höherer

Emission wandern. Die Wellenlänge war spannungs- und emissionsunabhängig und betrug 30,4 cm.

Diese Schwingungen sind vielleicht durch einen Bereich fallender Charakteristik der Röhre bedingt. Die Kurve 21 zeigt die statische Charakteristik der Röhre für konstanten Heizstrom und 0 Volt Anodenspannung. Im Gebiete $e_g = 80—130$ Volt war die Kurve nicht reproduzierbar.

VI. Anode isoliert

Wurde die Zuleitung zur Anode in der Gitterschaltung unterbrochen, so traten bei allen untersuchten Röhren Schwin-



Röhre *wrs*

Kondensatorabstand 1 mm. Anode isoliert. $\lambda = f(i_e, e_g)$

Kurven 23

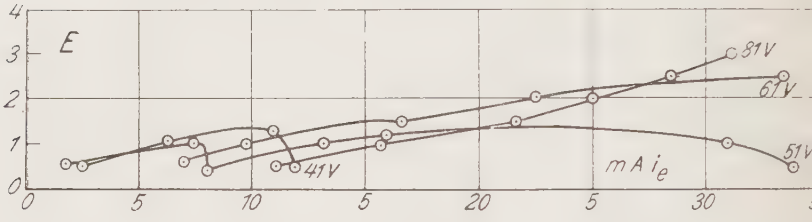
gungen auf. Die Kurven 22 zeigen für Röhre *wrs* bei einem Schlußkondensatorabstand von 1 mm die Intensität der Schwingungen in Abhängigkeit vom Gitterstrom bei verschiedenen Gitterspannungen. Die Intensität geht wieder wie in Kurven 13 über ein Maximum. Bei $e_g = 71$ und 81 Volt treten sprungartige Intensitätsänderungen auf.

Die Kurven 23 geben die Wellenlänge in Abhängigkeit von i_g wieder. Die Kreuze bezeichnen die Wellenlänge in den Intensitätsspitzen; sie liegen bei der gleichen Wellenlänge $\lambda = 58$ cm.

Die Wellenlänge ist wiederum abhängig vom Abstand des Schlußkondensators. In Kurven 24 ist für 8 mm Kondensator-

abstand die Intensität aufgetragen. Die Intensität ist viel geringer als bei 1 mm Kondensatorabstand. Demzufolge war die Wellenlängenmessung sehr schwierig. Es zeigte sich auch hier wieder, daß λ mit wachsender Emission, oder auch wachsendem i_g, kleiner wird, ebenso mit wachsender Gitterspannung. Resonanzerscheinungen traten nicht auf.

Auffällig ist noch, daß in den Kurven 23 die Wellenlänge bei Gitterspannungen über 71 Volt viel stärker mit der Emission



Röhre *wrs*

Kondensatorabstand 8 mm. Anode isoliert. $E = f(i_e, e_g)$

Kurven 24

abfällt, als unterhalb. Dasselbe konnte auch bei der Röhre *wr* beobachtet werden.

Tab. 2 gibt einen Vergleich der Wellenlängen zwischen isolierter und nichtisolierter Anode bei der Röhre *wr* bei

Tabelle 2

Kond.-Abst. 1 mm				Kond.-Abst. 8 mm			
e_g V	i_e mA	$\lambda n i$ cm	λi cm	e_g V	i_e mA	$\lambda n i$ cm	λi cm
81	8	63,2	61,0	61	10	70,1	65,6
81	12	62,9	59,6	61	15	69,4	64,3
81	16	62,6	58,3	61	20	68,8	63,1
81	20	62,4	56,9	81	20	68,0	61,1

sonst gleichen Bedingungen wieder. Bei isolierter Anode ist die Wellenlänge stets kleiner als bei nicht isolierter, auch die Abhängigkeit vom Emissionsstrom ist eine stärkere.

VII. Ergebnis der experimentellen Untersuchung

Aus den obigen Kurven über die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Emission geht hervor, daß die Wellenlänge bei

den Röhren *r*, *wr* und *wrs* mit wachsender Emission abnimmt. Diese Abnahme hängt von der Emission unmittelbar ab (punktierte Kurven 15) und mittelbar von der durch die Heizspannung veränderten Anodenspannung. Dabei bewirkt negative Anodenspannung Verkürzung, positive Verlängerung der Wellenlänge. Auch die *K*-Röhren zeigen, wenn auch in geringerem Maße, diesen Einfluß der Anodenspannung.

Erhöhte Gitterspannung bewirkt ebenfalls in allen Fällen Verkürzung.

Am stärksten ist die Veränderung der Wellenlänge durch die Einstellung des Schlußkondensators. Je näher der Schlußkondensator der Röhre ist, um so kleiner wird die Wellenlänge.

Betrachtet man das Mittel der Wellenlänge eines Schwingbereichs in Abhängigkeit von der Gesamtlänge der Zuleitungen zu Anode und Gitter vom Schlußkondensator ab, so schließen sich auch die *K*-Röhren den anderen an. Tab. 3 gibt die mittleren Wellenlängen, Gitterspannungen und Kondensatorenabstände wieder. Daß bei den *K*-Röhren bei verhältnismäßig großer Drahtlänge (20 mm) die Wellenlänge so kurz ist, rührt davon her, daß die Kapazität zwischen Gitter und Anode viel kleiner ist als bei den anderen Röhren. Die Anodenlänge beträgt bei den *K*-Röhren 0,7 cm, bei den anderen 3 cm, also rund $^1/_4$. Das würde bei gleicher Selbstinduktion eine Verkürzung von λ auf $^1/_2$ bewirken, da λ proportional der Wurzel aus der Kapazität ist. In der Tat beträgt die Wellenlänge der *K*-Röhre etwa die Hälfte der Wellenlänge der *wrs*-Röhre in nachstehender Tabelle.

Tabelle 3

Röhre	λ cm	e_g V	Drahtlänge mm
r	85,8	41	62
	82,7	51	54
	62,5	81	28
wr	66,2	81	35
wr	78,0	51	47
wrs	78,8	61	55
	68,6	67	35
	62,0	100	28
K	29,8	460	20

Die Schlußkondensatoreinstellung bestimmt wesentlich die Wellenlänge und auch die Größe der Abhängigkeit der Wellenlänge von Spannung und Emission. Mit kleiner werdender Welle wird jedoch der Einfluß der Betriebsdaten sehr klein. Bei der *K*-Röhre ist der Einfluß kaum mehr meßbar.

VIII. Theoretische Bemerkungen

Hauptziel einer Theorie obiger Versuchsresultate müßte sein, die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Schwingkreis, von der Emission, von der Gitterspannung und von der Anodenspannung erklären zu können.

a) Theorie der Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz und Scheibe

Nach der Formel von Scheibe (vgl. S. 432) ist die Wellenlänge nur von den Spannungen e_g und e_a und den Radien von Glühfaden (r_0), Gitter (r_1) und der Anode (r_2) abhängig. Ein Einfluß der inneren Röhrenkapazität und der Selbstinduktion der Leitungen ist nicht in Betracht gezogen, d. h. in die Formel gehen nur die Querdimensionen der Röhre ein.

Die Abhängigkeit der Wellenlänge von Gitter- und Anodenspannung, nach der Formel von Scheibe berechnet, gibt Werte, die mit den obigen experimentellen Werten in keiner Weise übereinstimmen (s. Kurven). Die Theorie der reinen Elektronenschwingungen scheint somit unzulänglich.

b) Die Theorie des Gitter–Anodenschwingkreises

Gegenüber der Theorie von Barkhausen und Kurz und Scheibe vertritt K. Kohl die Ansicht, daß auch bei der hier vorliegenden Schwingungserregung ganz wesentlich ein kleiner Schwingkreis ist, der von der Gitter–Anodenkapazität, den Zuleitungen und der Schlußkapazität gebildet wird. Dieser Schwingkreis wird nach den theoretischen Vorstellungen von K. Kohl in dem von der Röhre fließenden Elektronenstrom durch Influenz erregt. Der einfachste Fall wäre nun, daß dem Schwingkreis die alleinige Steuerwirkung des Elektronenstroms zukommt, und somit der Kreis sich in seiner Eigenfrequenz erregt. Die Spannungs- und Emissionsabhängigkeit der erzeugten Schwingungen weist jedoch darauf hin, daß entweder die Elektronen

eine Rückwirkung auf den Kreis ausüben oder andererseits die wirksame Eigenfrequenz des Kreises außerdem noch von den Betriebsdaten, der Spannung und Emission abhängt, etwa durch entstehende Raumladung.

α) Der Schwingkreis mit den angekoppelten Elektronen

Die Annahme der Rückwirkung der Elektronen auf den Kreis wurde bereits von K. Kohl erörtert. Nach dieser Anschauung besteht das gesamte zur Erregung kommende Schwinggebilde aus dem Schwingkreis und der von den Elektronen gebildeten, an die Gitter–Anodenkapazität kapazitiv angekoppelten, durch Influenz wirksamen Elektronenfontaine. In diesem Sinne ist die erregte Wellenlänge außer von der Eigenfrequenz des Schwingkreises, noch von einer durch die Laufzeit der Elektronen bestimmten Eigenfrequenz der Elektronen abhängig. Formal läßt sich diese Erweiterung der Schwingungserklärung auffassen als Erregung zweier elektrostatisch gekoppelter Schwingkreise, wie sie von Tatarinow (5) bzw. Morugina (6) näher untersucht worden ist.

Der weitere Vergleich mit der Theorie von Tatarinow und Morugina müßte nun die Kenntnis von der Eigenschwingung des Kreises zur Voraussetzung haben, außerdem aber noch die Kenntnis konstanter Kopplung zwischen Elektronen und Schwingkreis und ferner die Eigendämpfung des Schwingkreises. Experimentell sind auf Grund des vorliegenden Beobachtungsmaterials darüber zunächst noch kaum Aussagen zu machen.

β) Schwingkreis mit einer von den Betriebsdaten abhängigen Eigenfrequenz

Andererseits sei nun noch die Möglichkeit in Erwägung gezogen, daß die Eigenfrequenz des Schwingkreises in bestimmter Weise von den Spannungen und der Emission abhängt und daß der Schwingkreis sich stets in dieser Eigenfrequenz erregt.

Der Schwingkreis möge wieder aus der Gitter–Anodenkapazität und der Selbstinduktion L der Zuleitungen bis zum Schlußkondensator bestehen. Da die Kapazität des Schlußkondensators als Kurzschluß wirkt, ist sie nicht frequenzbestimmend.

Zuerst möge die Betriebskapazität in Abhängigkeit von

der Emission untersucht werden. Für ein Drahtrechteck mit den Seitenlängen a und b und dem Drahtdurchmesser d läßt sich die Selbstinduktion nach der Formel

$$L = 4\left(a \cdot \ln \frac{4ab}{d(a+p)} + b \cdot \ln \frac{4ab}{d(b+p)} - 2(a+b-p)\right) + a - b \text{ cm},$$

wobei $p = \sqrt{a^2 + b^2}$ ist, berechnen und zwar ergibt sich für einen Schlußkondensatorabstand von 1 mm 76,5 cm, von 8 mm 91,8 cm, von 28 mm 136,2 cm.

Nach der Thomsonformel kann nun für jedes experimentell bestimmte λ zu den eben berechneten Selbstinduktionen das zugehörige C berechnet werden.

Um die Wellenlänge des Schwingkreises bei $i_e = 0$ mA und konstanter Gitterspannung = 81 Volt zu erhalten, seien in Kurven 16 die Geraden nach rückwärts verlängert, bis sie die λ-Koordinate schneiden. Berechnet man aus diesen Wellenlängen und den zugehörigen Selbstinduktionen die Kapazität C, so erhält man folgende Tabelle 4.

Tabelle 4

Kond.-Abst. mm	λ cm	L cm	C cm	L_{korr} cm	ΔL cm
1	65,3	76,5	1,412	78,19	1,69
8	71,0	91,8	1,391	93,44	0,64
28	86,2	136,26	1,3814	136,25	0,0

Man sieht, C ist für die 3 Wellenlängen fast gleich. Die Abweichungen können durch kleine Fehler in der Bestimmung der Selbstinduktion erklärt werden, weil es nicht möglich ist, die Abmessungen des Schwingkreises so genau festzulegen. Nimmt man z. B. $C = 138{,}1$ als den wahrscheinlichsten Wert an, so erhält man rückwärts die Selbstinduktion L_{korr}. Die Abweichungen ΔL können als innerhalb der Fehlergrenze liegend angenommen werden.

Tab. 5 gibt die berechneten Werte von C für 10, 20, 30 mA i_e auf Grund der korrigierten Selbstinduktionen und den gemessenen Wellenlängen bei $e_g = 81$ Volt und $e_a = 0$ Volt aus Kurven 16) an.

Tabelle 5

Kond.-Abst.	Emission			
	0 mA	10 mA	20 mA	30 mA
1 mm	$C = 1{,}38$ cm	1,36 cm	1,35 cm	1,33 cm
8	$C = 1{,}38$	1,36	1,30	1,27
28	$C = 1{,}38$	1,27	1,18	1,11

Es ergibt sich somit als Resultat:

Die Betriebskapazität C wird mit wachsender Emission kleiner und zwar stärker bei größerer Selbstinduktion.

Tab. 6 gibt die Kapazitätsänderung für 10 mA Emissionsänderung für die verschiedenen Kondensatoreinstellungen wieder.

Tabelle 6

Kond.-Abst.	Emissionsänderungen		
	0—10	10—20	20—30
1 mm	$C = 0{,}01$ cm	0,02 cm	0,01 cm
8	$C = 0{,}02$	0,05	0,04
28	$C = 0{,}13$	0,07	0,07

Die Berechnungen lassen erkennen, daß mit zunehmender Selbstinduktion der Zuleitungen und wachsender Emission die Wellenlänge nicht entsprechend größer wird, sondern sich Kapazitätsverminderungen errechnen. Diese Kapazitätsverminderungen bei wachsender Emission lassen sich möglicherweise durch die wachsenden Raumladungen in der Röhre deuten. Von dieser Erklärungsmöglichkeit, die K. Kohl vertritt, möchte ich hier aber absehen. Es sei vielmehr noch versucht, auf einem anderen Wege und zwar zugleich unter Betrachtung des Anodenstroms diese Kapazitätsverminderungen zu deuten.

Bis jetzt wurde nur der Einfluß der Gesamtemission auf die Wellenlänge berücksichtigt, nicht aber der besondere Anteil des Anodenstroms. Tab. 7 zeigt die Werte des Anodenstroms im Schwingzustand $e_g = 82$ Volt. Bei anderen Gitterspannungen sind ähnliche Verhältnisse.

Der Anodenstrom wird größer, wenn der Schlußkondensatorabstand verringert wird. Die Änderung ist verhältnismäßig größer, wenn die Anode am negativen Heizfadenende an-

Tabelle 7

Kond.-Abst.	Anode am neg. Heizfadenende			Anode am pos. Heizfadenende		
	$i_g = 10$ mA	20 mA	30 mA	$i_g = 10$ mA	20 mA	30 mA
1 mm	$i_a = 1{,}7$ mA	3,6 mA	5,0 mA	$i_a = 3{,}3$ mA	6,7 mA	10,1 mA
8	1,4	2,8	3,9	2,4	5,1	7,7
28	0,3	0,8	1,4	2,5	5,0	7,5

geschlossen ist. Daß bei Anschluß am positiven Heizfadenende der Anodenstrom absolut größer ist, ist verständlich.

Vergleicht man Kurven 16 mit obiger Tabelle, so erkennt man, daß, wenn der Anteil des Anodenstroms am Emissionsstrom groß ist, so bei kurzen Wellen und bei positiver Anode, sich die Wellenlänge mit der Emission wenig ändert. Es ergibt sich somit das weitere Resultat:

Bei großem Anodenstrom tritt also nur geringe Wellenlängenverkürzung mit wachsender Emission auf.

Die Größe des Anodenstroms ist von mehreren Faktoren abhängig. Er kann bei Anodenpotential 0 oder negativ nur fließen, wenn Schwingungen vorhanden sind und dient somit als Indikator derselben. Der Anodenstrom fließt während der Zeit, während der die Anode positiv ist und wird größer, wenn die Wechselspannung größer wird. Ferner ist er noch etwa linear abhängig von der Gesamtemission; Erhöhung der Gitterspannung verkleinert ihn.

Da nun mit wachsender Emission gerade bei großem Anodenstrom geringe Wellenlängenverkürzungen eintreten, so muß sich anscheinend die beobachtete Wellenlängenverkürzung im wesentlichen aus der Zunahme des Gitterstroms selbst erklären. Eine Möglichkeit in dieser Richtung scheint mir, abweichend von der theoretischen Auffassung von K. Kohl folgende zu sein: Mit wachsendem Gitterstrom wird der Widerstand zwischen Gitter und Kathode verkleinert. In Serie mit diesem Widerstand liegt die Selbstinduktion der Heizleitungen. Diese kann nun durch den Widerstand als parallel geschaltet zur wirksamen Selbstinduktion des Kreises aufgefaßt werden. Bei dieser Auffassung würde mit wachsendem Gitterstrom eine Verkleinerung des Widerstands und damit eine Verkleinerung der wirksamen Selbstinduktion des Kreises eintreten. Der Anodenstrom andererseits würde als ein Parallelwiderstand zu

der wirksamen Kreiskapazität wirken und mit seiner Vergrößerung eine Vergrößerung der Kreiskapazität bewirken. So ließe sich verstehen, daß gerade ein großer Anodenstrom die Wirkung des Gitterstroms kompensieren kann.

Eine genauere quantitative Durchrechnung der Änderungen auf Grund dieser Annahmen erscheint jedoch ebenfalls zurzeit noch nicht möglich.

Zusammenfassung

1. Es wurden Kurzwellenröhren nach K. Kohl für Wellenlängen unter einem Meter in der Gitterschaltung hinsichtlich ihrer Schwingbereiche untersucht.

2. Die Wellenlänge der erzeugten Schwingungen erweist sich im wesentlichen durch die Größe des kleinen Schwingkreises der Röhre bestimmt; dieses wird aus der Gitter–Anodenkapazität und deren Zuleitungen, die durch einen Schlußkondensator überbrückt werden, gebildet.

3. Weiterhin zeigt sich die Wellenlänge der erzeugten Schwingungen von den angelegten Spannungen an Gitter und Anode und der Emissionsstromstärke abhängig; dabei nimmt diese Abhängigkeit mit abnehmender Wellenlänge ab. Die Wellenlängenabhängigkeit gemäß der Theorie von Barkhausen-Kurz und Scheibe ist bei den vorliegenden Versuchen keineswegs erfüllt.

Für einen bestimmten Schwingkreis der Röhre gilt:

4. Mit wachsendem Elektronenstrom, bei konstanter Anoden- und Gitterspannung nimmt die Wellenlänge nahezu linear ab.

Mit wachsender Gitterspannung, bei konstantem Elektronenstrom und konstanter Anodenspannung nimmt die Wellenlänge nahezu linear ab.

Mit wachsender Anodenspannung bei konstantem Elektronenstrom und konstanter Gitterspannung nimmt die Wellenlänge fast linear zu.

5. Die Röhren schwingen auch bei isolierter Anode. Die Wellenlänge ist dann etwas kleiner, dabei konnten in einem Falle besonders stark selektive Intensitätsmaxima der Schwingungen bei konstanter Wellenlänge beobachtet werden.

6. Für die Intensitätsverhältnisse konnten zunächst keine quantitativen Beziehungen gefunden werden.

7. Die Aufstellung einer umfassenden Theorie der Beobachtungen erscheint zurzeit noch nicht recht durchführbar.

Vorliegende Arbeit wurde im physikalischen Institut der Universität Erlangen auf Anregung und unter Leitung des Hrn. Privatdozenten Dr. K. Kohl ausgeführt. Hrn. Prof. Dr. B. Gudden bin ich für die stete Anteilnahme und Förderung bei den Untersuchungen zu großem Dank verpflichtet. Für die Bereitstellung wesentlicher Hilfsmittel möchte ich ferner der Helmholtz-Gesellschaft noch besonders danken.

Erlangen, Physikalisches Institut der Universität, im April 1928.

Literaturverzeichnis

1) K. W. Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. Diss. Göttingen. 1910. S. 99.

2) W. Rudolph, Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Gleichstrom usw., Diss. Leipzig 1911. S. 23.

3) H. Barkhausen und K. Kurz, Phys. Ztschr. **21**. S. 1. 1920.

4) A. Scheibe, Ann. d. Phys. **73**. S. 54. 1924.

5) W. W. Tatarinow, Arch. f. Elektrot. **12**. S. 16—25. 1923.

6) S. Morugina, Arch. f. Elektrot. **15**. S. 466. 1926.

7) K. Kohl, Ann. d. Phys. **85**. S. 1. 1928.

Wegen weiterer Literaturangaben sei auf das ausführliche Verzeichnis in der zuletzt angeführten Arbeit von K. Kohl verwiesen.

Lebenslauf

Ich, Heinrich Hornung, Sohn des bayr. Oberforstmeisters Christian Hornung in Amberg, bin geboren am 26. Juni 1903 zu Feuchtwangen, evangelisch und bayrischer Staatsangehöriger. Nach Absolvierung der Kreisoberrealschule zu Würzburg studierte ich vom Sommersemester 1922 bis zum Wintersemester 1927/28 an der Techn. Hochschule München und den Universitäten Würzburg und Erlangen.